

금속패키지 영향을 고려한 MIC와 MMIC용 본딩선의 기생효과에 관한 연구

정희원 박종국*, 남상욱*

A study on the characteristics of typical bonding wires for MIC and MMIC considering packaging effects

Jongkuk Park*, Sangwook Nam* *Regular Members*

요약

모멘트법을 이용하여 금속패키지안에 놓여 있는 접지용 본딩선을 해석하였다. 금속 패키지 내의 본딩선에 대해, 광대역의 주파수 대역에서 하나만의 본딩선 특성과 함께, 여러 본딩선간의 상호 결합 효과를 살펴보았다. 특히 금속 패키지의 공진 주파수 부근에서, 공진에 의한 본딩선의 특성이 어떻게 변화하는지 자세히 분석하였다.

ABSTRACT

Typical grounded bonding wires in a metal package are characterized using the Method of Moments with appropriate impedance loading. Not only the nature of a single bonding wire but also the mutual coupling characteristics of two bonding wires in a package are analyzed over the wideband frequency range. Particularly, a change of self inductance and mutual coupling characteristics near a resonant frequency is examined in detail.

I. 서론

MIC와 MMIC용 본딩선은, 회로의 동작 주파수가 높아서 생기는 기생효과 때문에, 그 사용이 점차 줄어들고 있는 추세이다. 그렇지만 아직도 많은 고주파 회로에 본딩선이 사용되고 있다. 또한 금속패키징은 외부로부터 생기는 전기적, 역학적인 충격으로부터 회로를 보호하기 위해 꼭 필요한 절차이다. 널리 알려진 바와 같이 이러한 본딩선이나 금속 패키지등의 수동소자가, 설계된 회로의 특성을 악화시켜 회로를 오동작시키거나 심지어는 전혀 동작하지 않게 할 수도 있다. 수동소자들의 이러한 기생효과를 정확히 추출해내기 위해서는 정밀한 실험이나 정확한 해석을 수행해야 하는데, 실제로 실험을 통

하여 기생효과를 뽑아내려면 고도의 정밀한 장비와 기술이 있어야 할 뿐 아니라 많은 경우에 있어서 시간이 오래 걸리는 작업을 해야한다. 따라서 실험을 통하지 않고 기생효과를 추출해내기 위해 오랜 기간에 걸쳐 많은 방법들이 제시되어 왔다.

본딩선의 경우, 자유공간에 놓인 본딩선의 성질을 규명하기 위해, 표면 저항과 정적 인덕턴스를 이용하는 방법^[1], 접지된 기판 위에 있는 무한히 긴 도선에 대한 conformal mapping 방법^{[2][3]} 등의 간단한 모델이 제시되고, 좀더 엄밀한 결과를 위해 현상학적 손실 등가법을 이용한 모멘트법을 본딩선에 적용한 방법등이 제안되었다^{[4][5]}. 그렇지만 실제의 회로가 놓이는 공간은 금속 패키지 안이기 때문에,

* 서울대학교 전기공학부(pjk@inmac3.snu.ac.kr)

논문번호 : 99132-0413, 접수일자 : 1999년 4월 13일

※ 본 연구는 한국학술진흥재단 과학기술기초 중점연구과제(ISRC 97-E-3103)지원 및 서울대학교 반도체공동연구소 관리로 수행되었습니다.

급속 패키지 안에서의 본딩선의 특성이, 패키지의 영향으로 변하는가에 대해 살펴볼 필요가 있다.

일반적으로, 패키징을 할 때는 패키지의 공진이 회로의 동작에 영향을 주지 않도록, 패키지의 지배모드(dominant mode) 공진 주파수를 회로의 동작 주파수보다 높도록 패키지를 제작한다. 그러나, 부득이 패키지의 공진 주파수근처에서 회로를 동작시켜야 하는 경우나, 불연속적인 패키지공진 주파수사이에서 회로를 동작시켜야 하는 경우, 얼마나 공진주파수가깝게 회로를 설계할 수 있는가등을 정량적으로 살펴보는 것은 의미가 있는 일이라 생각한다. 이를 위해 본 논문에서는 급속패키지를 구형 공동으로 모델링하고, 구형공동 그린함수를 이용하여 모멘트법으로 본딩선을 해석하였다. 그런데 구형공동 그린함수는 매우 느린 수렴속도를 가진 삼중급수형태를 갖지고 있으므로 그대로는 모멘트법에 사용할 수 없다. 따라서 급수를 빠르게 계산하는 가속화방법을 사용해야 하는데, 본 논문에서는 Ewald함 방법^[6]을 사용하는 효율적인 계산법을 사용하여 계산시간을 줄였다.

II. 이론

[그림 1]은 참고문헌^[4]에 제시된 것과 같은 구조를 가진 접지용 본딩선의 모양이다. 본 논문에서는 세가지의 가정을 바탕으로 주어진 구조를 해석하였다. 첫째로 유전체 기판의 효과는 무시하였다^[4]. 물론, 참고문헌^[4]에 제시된 것처럼 유전율이 높은 기판이 급속 패키지의 많은 부분을 차지하게 된다면 이러한 가정이 성립하지 않겠지만, 본 논문에서는 유전율이 비교적 낮으며, 기판이 패키지의 많은 부분을 차지하지 않는, 얇은 기판을 사용하는 것을 전제로 하였다. 둘째로는 도선 안테나 해석에 이용되는 것처럼 본딩선을 선전류로 가정하였다^{[7][8]}. 이것은 본딩선의 지름이 본딩선의 길이 및 동작 주파수에 해당하는 파장에 비해 매우 작기 때문에 합리적인 가정이 된다. 마지막으로 급속 공동으로 모델링된 패키지는 무한대의 급속 전도도를 가지는 것을 가정하였다. 이러한 세가지 가정을 전제로 패키지 내에서의 본딩선에 대한 모멘트법을 수행하였다.

본딩선위에서의 임피던스 경계 조건으로부터

$$\vec{E}_i + \vec{E}_s(\vec{J}) = Z_s \vec{J} \quad (1)$$

여기서 Z_s 는 표면 저항으로서 $Z_s = \frac{1+j}{\sigma \delta_s}$ 이다.

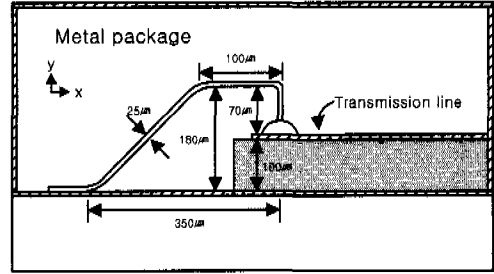


그림 1. 접지용 본딩선의 구조

나중에 나오는 계산식의 수학적 편의를 위하여, 표면전류 \vec{J}_s 를, 동작 주파수에서 skin depth δ_s 가 매우 작다는 가정하에 부피전류 \vec{J} 로 나타낸다.

$$Z_s \vec{J}_s = \frac{1+j}{\sigma \delta_s} \frac{\vec{J}}{2\pi a} = \frac{1+j}{\sigma} \frac{\vec{J}}{2\pi a \delta_s} = \frac{1+j}{\sigma} \vec{J} \quad (2)$$

이제 전원전류에 의한 산란파를 구형 공동 그린함수를 써서 나타내면

$$\vec{E}_s(\vec{J}) = \frac{1}{j\omega \epsilon_0} \left\{ k_0^2 \int_V \vec{J} \cdot \vec{G}_A^* dv + \nabla \cdot \left(\nabla \cdot \int_V \vec{J} \cdot \vec{G}_A dv \right) \right\} \quad (3)$$

이 된다. [식 3]에 사용한 그린 함수의 원래의 형태는 다음과 같은 삼각함수의 삼중 급수 형태로서 수렴 속도가 매우 느리다.

$$\begin{aligned} \vec{G}_A &= G_{Axx} \hat{x} \hat{x} + G_{Ayy} \hat{y} \hat{y} + G_{Azz} \hat{z} \hat{z} \\ G_{Axx} &= \frac{1}{abc} \sum_{m,n,\beta=0}^{\infty} \frac{\epsilon_m \epsilon_n \epsilon_\beta}{\alpha_{mnp}^2} \cos \frac{m\pi x}{a} \cos \frac{m\pi x'}{a} \\ &\quad \times \sin \frac{n\pi y}{b} \sin \frac{n\pi y'}{b} \sin \frac{\beta\pi z}{c} \sin \frac{\beta\pi z'}{c} \\ G_{Ayy} &= \frac{1}{abc} \sum_{m,n,\beta=0}^{\infty} \frac{\epsilon_m \epsilon_n \epsilon_\beta}{\alpha_{mnp}^2} \sin \frac{m\pi x}{a} \sin \frac{m\pi x'}{a} \\ &\quad \times \cos \frac{n\pi y}{b} \cos \frac{n\pi y'}{b} \sin \frac{\beta\pi z}{c} \sin \frac{\beta\pi z'}{c} \\ G_{Azz} &= \frac{1}{abc} \sum_{m,n,\beta=0}^{\infty} \frac{\epsilon_m \epsilon_n \epsilon_\beta}{\alpha_{mnp}^2} \sin \frac{m\pi x}{a} \sin \frac{m\pi x'}{a} \\ &\quad \times \sin \frac{n\pi y}{b} \sin \frac{n\pi y'}{b} \cos \frac{\beta\pi z}{c} \cos \frac{\beta\pi z'}{c} \end{aligned} \quad (4)$$

[식 4]의 그린함수를 가속화하는 방법은 참고문헌^[6]에 자세히 나와 있으므로 본 논문에서는 생략하기로 한다. [식 3]의 두 번째 항을, 모멘트법에 적용하기 위해, 다음과 같은 보조함수를 정의한다.

$$G_{Ac} = \frac{1}{abc} \sum_{m,n,p=0}^{\infty} \frac{\epsilon_m \epsilon_n \epsilon_p}{a^2 mnp} \sin \frac{m\pi x}{a} \sin \frac{m\pi x'}{a} \quad (5)$$

$$\times \sin \frac{n\pi y}{b} \sin \frac{n\pi y'}{b} \sin \frac{p\pi z}{c} \sin \frac{p\pi z'}{c}$$

[식 3]의 두 번째 항은 발산정리를 이용하고, [식 5]로 정의한 보조함수를 통해 관측점과 전원점의 미분을 바꾸면 산란파에 대한 식은 다음과 같이 표현된다

$$\vec{E}_s = \frac{1}{j\omega\epsilon_0} \left[k_0^2 \int_V \vec{G}_A(\vec{r}, \vec{r}') \cdot \vec{J}(\vec{r}') dv' \right. \quad (6)$$

$$\left. + \nabla \left\{ \int_V G_{Ac}(\vec{r}, \vec{r}') (\nabla' \cdot \vec{J}(\vec{r}')) dv' \right\} \right]$$

[식 6]의 전류를 기저함수로 전개하고 시험함수로 가중잔차를 없애면 임피던스 행렬을 구해 낼 수 있다. 본 논문에서는 기저함수로 도선 안테나의 해석에 많이 이용되는 Piecewise Sinusoidal 기저함수^[7]를 사용하고, 시험함수를 기저함수와 같은 함수를 사용하는 Galerkin방법^[7]을 이용하였다. 이렇게 해서 얻어진 임피던스행렬은 다음과 같다.

$$Z_{ij} =$$

$$-jk_0 Z_0 \int_{z_{i-1}}^{z_i} \int_{x_{i-1}}^{x_i} \frac{\sin k_0(z-z_{i-1}) \sin k_0(x'-z'_{i-1})}{\sin k_0 \wedge z_i \sin k_0 \wedge z_{i-1}} \widehat{x}_{i-1} \cdot \vec{G}_A(\vec{r}, \vec{r}') \cdot \widehat{x}_{i-1}$$

$$- \frac{\cos k_0(z-z_{i-1}) \cos k_0(x'-z'_{i-1})}{\sin k_0 \Delta z_{i-1} \sin k_0 \Delta z_{i-1}} G_{Ac} dz' dz'$$

$$+ \int_{z_{i-1}}^{z_i} \int_{x_{i-1}}^{x_i} \frac{\sin k_0(z-z_{i-1}) \sin k_0(x_{i+1}-z')}{\sin k_0 \Delta z_i \sin k_0 \Delta z_i} \widehat{x}_i \cdot \vec{G}_A(\vec{r}, \vec{r}') \cdot \widehat{x}_i$$

$$+ \frac{\cos k_0(z-z_{i-1}) \cos k_0(x_{i+1}-z')}{\sin k_0 \Delta z_{i-1} \sin k_0 \Delta z_i} G_{Ac} dz' dz'$$

$$+ \int_{z_i}^{z_{i+1}} \int_{x_i}^{x_{i+1}} \frac{\sin k_0(z_{i+1}-z) \sin k_0(x'-z'_{i-1})}{\sin k_0 \wedge z_i \sin k_0 \Delta z_{i-1}} \widehat{x}_{i-1} \cdot \vec{G}_A(\vec{r}, \vec{r}') \cdot \widehat{x}_{i-1}$$

$$+ \frac{\cos k_0(z_{i+1}-z) \cos k_0(x'-z'_{i-1})}{\sin k_0 \Delta z_i \sin k_0 \Delta z_{i-1}} G_{Ac} dz' dz'$$

$$+ \int_{z_i}^{z_{i+1}} \int_{x_i}^{x_{i+1}} \frac{\sin k_0(z_{i+1}-z) \sin k_0(x_{i+1}-z')}{\sin k_0 \Delta z_i \sin k_0 \Delta z_i} \widehat{x}_i \cdot \vec{G}_A(\vec{r}, \vec{r}') \cdot \widehat{x}_i$$

$$- \frac{\cos k_0(z_{i+1}-z) \cos k_0(x_{i+1}-z')}{\sin k_0 \Delta z_i \sin k_0 \Delta z_i} G_{Ac} dz' dz' \quad (7)$$

[식 7]은 이중 적분으로 이루어진 4개의 항으로 이루어져 있다. 이 적분은 해석적으로 구하는 것이 불가능하므로 수치적으로 적분해야 한다. 그런데 이중적분에서 두 개의 적분 구간이 같은 경우 적분인자의 값이 매우 커지므로 이 경우 수치적분에서 sampling point를 많이 늘려야 한다. 이중 적분 계산시간은 sampling point의 제곱에 비례하므로 그대로 계산하기는 어렵게 된다. 따라서 본 논문에서는, 구형공동 그린함수에서 생기는 특이점을 제거한 부분만을 수치적분하고 특이점은 해석적으로 적분하여 정확하고 효율적으로 계산할 수 있도록 하였다. 또한 [식 7]을 자세히 살펴보면 Z_{ij} 는 $Z_{i+1,j}$, $Z_{i-1,j}$, $Z_{i,j-1}$, $Z_{i,j+1}$ 에서 나타나는 항들과 관련된

있음을 알 수 있다. 이 관계를 잘 이용하면 [식 7]의 행렬을 구하는데 걸리는 시간을 $\frac{1}{4}$ 로 단축할 수 있다. [식 7]은 최종의 임피던스 행렬은 아니며 [식 1]에서 우변의 임피던스 부하가 생략되어 있다. 최종의 임피던스 행렬은 [식 7]의 i 번째 행의 $i-1, i, i+1$ 번째 열의 원소에 각각 다음의 값을 빼주면 된다.

$$i-1 : \frac{Z_i}{2\pi a} \left\{ \frac{\sin k_0 \Delta z_{i-1} - k_0 \Delta z_{i-1} \cos k_0 \Delta z_{i-1}}{2k_0 \sin^2 k_0 \Delta z_{i-1}} \right\}$$

$$i : \frac{Z_i}{2\pi a} \left\{ \frac{2k_0 \Delta z_{i-1} - \sin 2k_0 \Delta z_{i-1} + 2k_0 \Delta z_i - \sin 2k_0 \Delta z_i}{4k_0 \sin^2 k_0 \Delta z_{i-1} + 4k_0 \sin^2 k_0 \Delta z_i} \right\}$$

$$i+1 : \frac{Z_i}{2\pi a} \left\{ \frac{\sin k_0 \Delta z_i - k_0 \Delta z_i \cos k_0 \Delta z_i}{2k_0 \sin^2 k_0 \Delta z_i} \right\} \quad (8)$$

한편, 본딩선 급전부는 도선 안테나 해석에서 많이 사용하는 delta-gap모형^[7]을 사용할 수도 있으나, 본 논문에서는 급전부의 본딩패드와 접지면을 평행판 축전기로 보고 입사 전기장을 이 축전기에 생기는 전기장으로 모델링하였다. 이렇게 해서 구한 본딩선의 전류를 통해 입력 임피던스를 구해낼 수 있다. 일반적으로 본딩선이 나타내는 입력저항은 전파 복사 저항과 본딩선의 유한한 도체전도도 때문에 생기는 전력손실로 구성된다고 볼 수 있다. 그러나 이 경우에는 본딩선이 금속패키지 안에 있으므로 주파수가 높아져도 전파 복사에 의한 저항 성분은 나타나지 않을 것이기 때문에 입력임피던스의 실수부로 나타나는 저항성분은 모두 본딩선의 유한한 전도도 때문에 생기는 전력의 손실을 나타낸다고 볼 수 있다. 그리고 입력 임피던스의 허수부를 통해 본딩선의 인덕턴스를 구해내면, 본딩선 하나의 특성은 모두 규정할 수 있다. 그렇지만 어떤 회로에서도 본딩선이 하나만 존재하지는 않기 때문에 본딩선 자체의 인덕턴스뿐만 아니라 본딩선간의 상호 결합 특성을 알아내는 것이 중요하게 된다. 왜냐하면 본딩선간의 상호 결합은 회로 오동작의 주요원인이 될 수 있기 때문이다. 이러한 상호 결합 특성을 살펴보기 위해 두 개의 동일한 본딩선을 평행으로 놓은 다음, 두 본딩선의 급전부를 한 개씩의 단자(port)로 보고 2단자망 회로파라미터를 구해 내었다. 동일한 모양과 크기의 두 개의 본딩선을 가정한다면 우기 해석법(Even-odd analysis)을 사용할 수도 있겠지만, 금속패키지내에 두 개의 본딩선이 대칭적으로 놓일 때만 우기 해석법을 사용할 수 있으므로 2단자망 회로 파라미터를 구하는 것이 더 일반적인

접근이라 할 수 있을 것이다. 모멘트법을 사용하기 위해 모델링된 급전부 전원의 형태가 전압 전원의 형태이므로, 2단자망 회로 파라미터 중 Y-파라미터를 사용하였다. 물론 이렇게 구한 Y-파라미터는 변환식을 이용하여, 원하는 파라미터 및 자체 인덕턴스와 상호 결합 인덕턴스를 구해낼 수 있다.

III. 수치 해석 결과

유도된 식들을 검증하기 위해, 그린함수를 자유공간의 그린함수로 바꾸고, 급전부도 delta-gap으로 모델링하여 참고문헌^[4]의 결과와 비교하여 보았다.

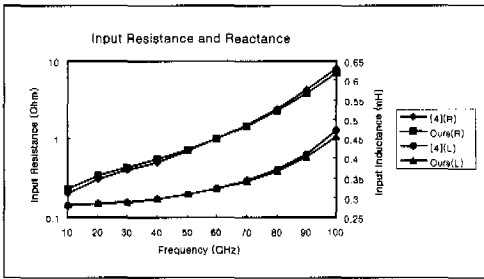


그림 2. 자유공간에서의 입력 임피던스 비교

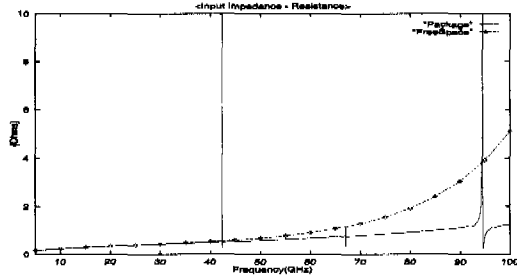


그림 3. (a) 자유공간과 금속 패키지 내 본딩선의 입력 임피던스 비교
- 저항 성분
(각각의 공진 주파수는 패키지의 공진 모드에 대응)

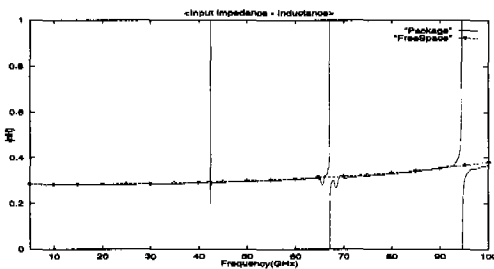


그림 3. (b) 자유공간과 금속 패키지 내 본딩선의 입력 임피던스 비교
- 인덕턴스 성분

[그림 2]에서 보듯이 전체 주파수 범위에서 입력 임피던스 값이 거의 일치하는 것을 볼 수 있다. 조금 차이가 나는 것은 기저함수를 다르게 선택하였고 그 개수도 다르기 때문에 나타나는 약간의 수치적인 오차로 생각된다.

[그림 3]은 패키지의 크기를 5mm×1mm×5mm로 고정하고, 주파수에 따른 입력 임피던스 값의 변화를 자유공간의 경우와 비교한 그림이다. [그림 3]에서 보는 바와 같이, 입력 임피던스의 실수부는 공진시를 제외하고서는, 금속패키지의 전파 복사 억제 효과로 인해 그 값이 크게 줄었음을 알 수 있다. 그러나 패키지의 공진 주파수 부근에서는, 입력단에서의 본딩선에 흐르는 전류가 줄어들어 입력 저항이 크게 증가함을 알 수 있었다. 입력 임피던스의 허수부는 자유공간의 경우와 거의 비슷하지만, 패키지의 영향으로 나타나는 공진주파수 부근에서 그 값이 크게 달라지는 것을 볼 수 있으며, 두 번째 공진 근처와 같이, 인덕턴스가 자유공간의 경우와 다른 주파수 구간이, 5GHz정도로 꽤 넓은 경우도 있음을 알 수 있다. 이러한 현상은 아마도, 금속 공동 때문에 생기는 본딩선의 수많은 영상(image)들에 의한 자속이, 공진 주파수를 지나면서 같은 위상으로 더해져서 그 크기가 크게 증가했다가 위상이 바뀌면서 다시 감소해서 나타나는 것으로 추정된다.

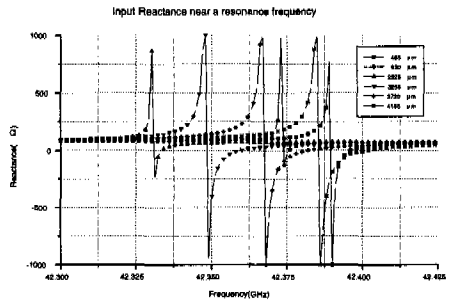


그림 4. 공진 주파수 부근에서의 본딩선 위치에 따른 입력 리액턴스 값의 변화

[그림 4]는 패키지 공진 주파수 부근에서 본딩선의 위치에 따라 본딩선의 특성에 변화가 생기는지 알아보기 위해, 본딩선이 이루는 평면과 나란하게 본딩선을 앞뒤로 움직였을 때, 공진 주파수가 어떻게 달라지는지 살펴본 결과이다. 여기서의 범례는 본딩선의 중심의 위치를 나타낸다. 한가지 주목할 만한 사실은, 원래 금속패키지만의 공진 주파수는 42.398GHz인데 [그림 4]의 결과에서 보면, 본딩선

